

## 総 合 報 告

# ダイナモ作用と地球・惑星の磁場

岡山大学固体地球研究センター\* 河 野 長

カリフォルニア工科大学\*\* David J. Stevenson

## Dynamo Process and the Magnetic Field of the Earth and Planets

Masaru KONO

Institute for Study of the Earth's Interior, Okayama University,  
Yamada 827, Misasa, Tottori-ken 682-0193, Japan

David J. STEVENSON

California Institute of Technology, 130-21 Pasadena, CA91125, USA

(Received June 12, 2003; Accepted October 10, 2003)

Three-dimensional, fully nonlinear dynamo models were first presented in 1995 by two groups in Japan and USA. Since then, about ten groups have reported similar simulation results, and some important properties of the dynamos became known from these studies. Also in recent years, new observational results accumulated for the magnetic fields of planets (including satellites), and indicate very diverse dynamo and induction effects in these bodies. In this review, we first go through the method employed for the geodynamo simulations, and show how the magnetic field is generated and maintained by the convection system in the rotating spheres and spherical shells through a process similar to  $\alpha$ -effect studied by kinematic models. We then review the observation of the planetary magnetic fields in the solar system, and investigate the conditions required for maintaining the dynamo process. Using these results, we examine the magnetic fields of the individual planets and consider how these fields are produced; by dynamo, induction, or remanent field.

### § 1. 序 論

地球のもつ磁場は、単に電磁気現象というだけでなく、地球内部の状態や過去の歴史について多くの示唆を与えることのできる重要な情報源である。古地磁気学が明らかにした過去における地磁気の逆転が、プレートテクトニクスにとって決定的な証拠を提供したことはよく知られている。地学現象の中で、ずっと過去までさかのぼることのできる情報は磁場以外にはほとんどないために、長い時定数をもつ現象では磁場のデータに頼ることがどうしても多くなるのである。地球に限らず他の惑星などの場合にも事情は同様で、惑星探査などによって磁場のくわしい観測がなされるにつれて、これらの惑星の内部構造などの研究も大きく発展を遂げている。このような観点から、最近のシミュレーション研究の進展

と惑星や衛星の磁場の観測から、どのように統一的な考え方が導かれるかを議論するのが、本論文の目的である。

地球の磁場は、地球の核内における電磁流体相互作用（ダイナモ作用）によって発生している。ダイナモ作用という考え方は、もともとは Larmor (1919) によって太陽の黒点の磁場の起源を説明するために提唱されたもので、電気伝導度の高い流体中では運動に伴って電流が流れ、その結果として磁場が作られるが、運動を起こすエネルギーの供給が十分あればこの磁場は減衰せずに保たれ続ける、というものである。しかし、どのような具体的な物理プロセスで磁場が作られ保持されるのかはなかなか理解が進まなかった。これは、ダイナモ作用が本質的に 3 次元かつ非線形の現象であることに主な原因がある。例えば、有名な Cowling の定理は軸対象磁場をダイナモ作用で維持することが不可能であることを示す

\* 〒682-0193 鳥取県東伯郡三朝町山田 827

\*\* 130-21 Pasadena, CA91125, USA

Table 1. Grouping of the 3D Dynamo Simulation Results

Group	Publications included in the group
KS95	Kageyama <i>et al.</i> (1995), Kageyama and Sato (1997a, b, c), Ochi <i>et al.</i> (1999)
GR95	Glatzmaier and Roberts (1995a, b)
GR96	Glatzmaier and Roberts (1996a, b, 1997), Coe <i>et al.</i> (2000), Roberts and Glatzmaier (2000), Glatzmaier <i>et al.</i> (1999)
KB97	Kuang and Bloxham (1997, 1998, 1999), Bloxham (2000a, b)
KAK97	Kida <i>et al.</i> (1997), Kida and Kitauchi (1998a, b), Kitauchi and Kida (1998), Ishihara and Kida (2000)
COG98	Christensen <i>et al.</i> (1998, 1999, 2001), Olson <i>et al.</i> (1999), Kutzner and Christensen (2000)
SK99	Sakuraba and Kono (1999), Kono <i>et al.</i> (2000)
GBT99	Grote <i>et al.</i> (1999, 2000a, b)
KMH99	Katayama <i>et al.</i> (1999)

が、これもこの問題の3次元性を端的に表すものである。

計算機の能力が高くない時代には、3次元かつ非線形の問題を直接解くことは極めて困難であった。そのため1950年代から1980年代にかけては、さまざまな工夫を凝らして問題を単純化して解くことが試みられた。Bullard and Gellman (1954) 以来のモノマテシオック・ダイナモ、Parker (1955) や Steenbeck *et al.* (1966) に始まる  $\alpha$  効果ダイナモ、Braginsky (1964) の軸対象から少しはずれたダイナモ、などはこうしたアプローチの顕著な例である。これらの先人の努力によって、徐々にではあるがダイナモ作用によって重要な概念が明らかになってきた。特に、異なるスケールの磁場と運動の相互作用の重要性が明らかになったことは、現在のダイナモ研究発展の大きな基盤となっている。

計算機の能力は驚くべき速度で向上し、最近ではダイナモを3次元かつ非線形の問題として正面から取り扱うことが可能になった。こうしたシミュレーションの最初の結果は Kageyama *et al.* (1995) および Glatzmaier and Roberts (1995) によって報告され、それ以来世界中で10ほどのグループがさまざまなモデルを発表している (Table 1)。その結果、ダイナモ作用の物理的なメカニズムがかなり明らかになってきた。一方、最近の惑星探査機による観測から、特に木星の衛星などでダイナモ起源と思われる磁場の様子がかなり詳細にわかってきた。この論文においては、Kono and Roberts (2002) および Stevenson (2003) による最近の総説論文にもとづいて、地球および惑星内部におけるダイナモ作用について概観する。

## §2. ダイナモの解析手法

これまでに発表された3次元・非線形ダイナモモデルの大半は Boussinesq 近似を用いている。ここではこ

の近似の範囲で問題を考える。まず基本方程式は非圧縮性流体の連統の式、

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0 \quad (1)$$

運動方程式

$$\rho_0 \left( \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \mathbf{V} \right) = -\nabla P - \rho_0 \nabla \Phi - \rho g - 2\rho_0 \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{V} - \mathbf{J} \times \mathbf{B} \quad (2)$$

熱伝導方程式

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla T - \kappa \nabla^2 T = \epsilon \quad (3)$$

磁場に関するガウスの法則

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (4)$$

および誘導方程式

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) + \eta \nabla^2 \mathbf{B} \quad (5)$$

である。ここで、 $\mathbf{V}$ ,  $\mathbf{R}$ ,  $\mathbf{J}$ ,  $g$  はそれぞれ速度、磁場、電流、重力のベクトル、 $T$ ,  $P$ ,  $\rho$ ,  $\Omega$ ,  $\epsilon$  は温度、圧力、密度、自転角速度、および発熱量、 $\nu$ ,  $\kappa$ ,  $\eta$  は動粘性係数および温度と磁場の拡散係数である。磁気拡散係数  $\eta$  は真空の透磁率 ( $4\pi \times 10^{-7}$  H/m) と電気伝導度 (単位は S/m) の積の逆数である。Boussinesq 近似では、運動方程式右辺の浮力の項 ( $\rho g$ ) のみで密度の変化を考え、他では一定 ( $\rho = \rho_0$ ) として扱う。

上にあげた方程式は大変複雑で見通しがよくない。しかし、以下のようにして順次変数を減らし、整理することができる。まず、電流は

$$\mathbf{J} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B} \quad (6)$$

として磁場によって置き換えられる。ここで  $\mu_0$  は真空の透磁率である。次に、球状の流体の自己重力は、

$$\mathbf{g} = -g_0 \frac{\mathbf{r}}{R_0}, \quad g_0 = \frac{4}{3} \pi G \rho_0 R_0 \quad (7)$$

と表される。ここで  $R_0$  はコアの半径、 $G$  は万有引力定数

である。浮力に寄与する密度変化は温度の変化によって起こり、 $T_0$ を基準の温度、 $\alpha$ を熱膨張率として

$$\rho = \rho_0[1 - \alpha(T - T_0)], \quad (8)$$

と表される。

以上の置き換えに続いて、運動方程式と熱伝導方程式で速度と磁場がいずれもゼロの場合の式を元の式から差し引くことにより、擾乱成分についての表現を導く。すなわち、 $T(r, \theta, \phi, t) = \bar{T}(r) + T'(r, \theta, \phi, t)$  などとして、

$$\kappa \nabla^2 \bar{T} + \epsilon = 0, \quad (9)$$

$$\nabla \bar{P} + \bar{\rho} \mathbf{g} = 0, \quad (10)$$

を(2),(3)から引けば  $P', T', \mathbf{V}, \mathbf{B}$  についての方程式が得られる(速度と磁場はそれ自身が擾乱なのでダッシュは不要、また重力の変化は十分小さいので無視する)。

こうして得られた方程式を、 $R_0, R_0^2/\nu, \nu/R_0, \rho_0 \nu^2/R_0^2, \nu \beta_0 R_0/\kappa, \nu(\mu_0 \rho_0)^{1/2}/R_0$  をそれぞれ長さ、時間、速度、圧力、温度、磁場の単位にとって無次元化する。その結果  $(T', P')$  をもとの  $T, P$  に戻して、

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} - \nabla^2 \right) \mathbf{V} = Ra \nabla T + \mathbf{E} \times \mathbf{e}_\theta + \mathbf{V} \times \nabla P, \quad (11)$$

$$\mathbf{V} \cdot \nabla \mathbf{V} - \mathbf{B} \times (\nabla \times \mathbf{B}),$$

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + Pr - \nabla^2 \right) T = \nabla \cdot (\nu \nabla T) + \mathbf{V} \cdot \nabla T, \quad (12)$$

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} - Pm^{-1} \nabla^2 \right) \mathbf{B} = \nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}), \quad (13)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0, \quad (14)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \quad (15)$$

ここで、 $\mathbf{e}_\theta$ は回転軸方向の単位ベクトルである。上の式では線形の項を左辺に非線形の項を右辺に集めた。ここには以下の4個の無次元数が現れる。

名称	記号	定義	意味
レーリー数	$Ra$	$\alpha \beta_0 g_0 R_0^3 / \nu \kappa$	浮力と粘性力の比
エクマン数	$E$	$\nu / 2\Omega R_0^2$	粘性力とコリオリ力の比
プラントル数	$Pr$	$\nu / \kappa$	熱緩和時間と粘性緩和時間の比
磁気プラントル数	$Pm$	$\nu / \eta$	磁気緩和時間と粘性緩和時間の比

ここで  $\beta_0$  はコア表面での温度勾配である。

ダイナモの数値計算とは、(11)–(15)の方程式をコア・マントル境界 ( $r=R_0$ ) と内核表面 ( $r=R_1$ ) での境界条件

$$\mathbf{V} = 0, \quad T = 0 \quad (16)$$

および  $r=R_0$  で

$$\mathbf{B} = \hat{\mathbf{B}} \quad \text{ただし} \quad \hat{\mathbf{B}} = \nabla \Psi, \quad (17)$$

を満足するように解くことである。ここで、 $\hat{\mathbf{B}}$  はコアより外の磁場であり、 $\nabla^2 \Psi = 0$  を満足する磁気ポテンシャル  $\Psi$  から導かれる。内核の電気伝導度を無視する場合は、 $r=R_1$  でも同様な境界条件を適用する。

これらの式を実際に解くためには、さらに  $\mathbf{V}, \mathbf{B}$  を次のように分解する。

$$\mathbf{V} = \nabla \times (W\mathbf{r}) + \nabla \times \nabla \times (U\mathbf{r}), \quad (18)$$

$$\mathbf{B} = \nabla \times (H\mathbf{r}) + \nabla \times \nabla \times (G\mathbf{r}), \quad (19)$$

ここで  $W, H$  および  $U, G$  の入った項はそれぞれトロイダルとポロイダルベクトルと呼ばれ、いずれも発散をもたないという条件(14),(15)を自動的に満足する。この結果、変数は温度を含め  $U, W, G, H, T$  の5つとなる。ついでこれら5つのスカラー関数を球面調和関数展開する方法が一般的に用いられている。例えば、速度場のうちトロイダル成分のスカラー関数( $W$ )なる

$$W(r, \theta, \phi, t) = \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{m=0}^l W_{lm}^{(r)}(r, t) Y_{lm}^{(r)}(\theta, \phi) \quad (20)$$

と書くことができる( $Y_{lm}^{(r)}$ は球面調和関数)。この結果解くべき方程式の独立変数は  $r, t$  となった。さらに動径成分については、チェビシェフ関数展開を用いるか差分法によるかの選択がある。これらの詳細については、Kono and Roberts (2002) を参照されたい。

### §3. ダイナモ作用による磁場の生成

ダイナモシミュレーションは一般に次のような方法で行われる。まず磁場がない状態で小さな温度擾乱を与えて対流を起こさせる。対流が成長しその振幅がほぼ一定になったところで、今度は磁場の小さな擾乱を与え磁場を成長させる。無次元パラメータの値が適切ならば、このようにしてつくり出された磁場は減衰せず長い時間にわたって存在することが示される。

#### 3.1 さまざまなモデル

Fig. 1 に 2000 年までに出版されたダイナモモデルで用いられたレーリー数とエクマン数の組合せをまとめた。上にあげた4個の無次元数のうち、プラントル数と磁気プラントル数についてはほぼすべてのモデルで1に近い値を用いているので以下では考えない。Fig. 1 の各グループの発表した論文は Table 1 に示した。Glatzmaier and Roberts のグループが2つに分けてあるのは、GR95 では Boussinesq 近似を用いたのに対し、それ以後のモデル (GR96) では非弾性近似によっているからである。図中で地球の値としたのは、実は大きな粘性性を仮定した場合の値である。もし鉄の分子粘性の値をそのまま用いると、レーリー数は  $10^6$  倍、エクマン数は

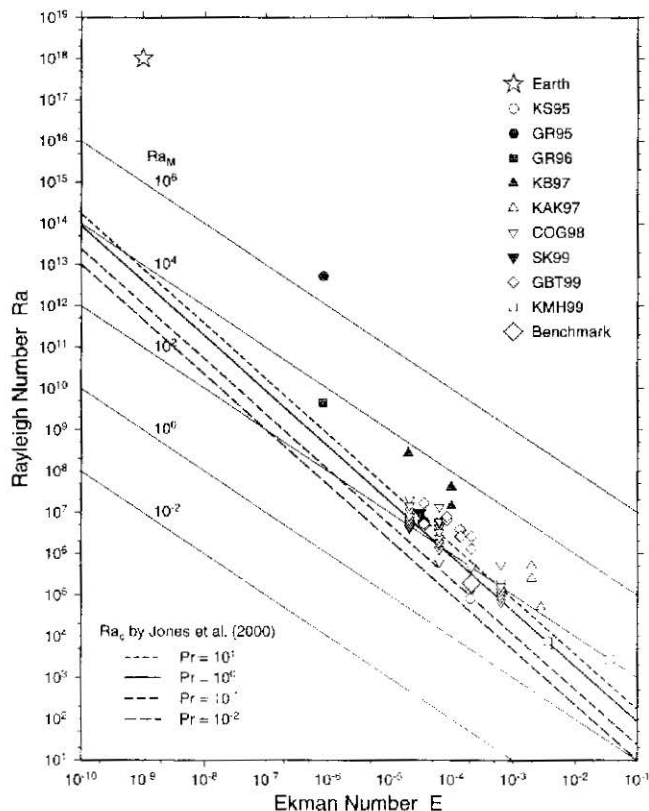


Fig. 1 Relation between the Ekman number  $E$  and the Rayleigh number  $Ra$  in various MHD dynamo models. Thick lines indicate the theoretical critical Rayleigh numbers determined by Jones *et al.* (2000). Thin lines show values of the modified Rayleigh number  $Ra_M = E \cdot Ra$ . After Kono and Roberts (2002).

$10^{-6}$  倍となり、数値モデルと現実の地球との違いははるかに大きくなる。一般にレーリー数は大きいほど、またエクマン数は小さいほど運動や磁場の典型的なスケールは小さくなる。このため、数値的な扱いにおいては格子間隔を細かくし時間ステップも短くしなければならず、計算の困難さは加速度的に増大する。この困難を避けるために超粘性が用いられることがある。これは拡散係数に

$$(\nu, \kappa, \eta) F_l^2 = \begin{cases} (\nu_0, \kappa_0, \eta_0) F_l^2, & l \leq l_0, \\ (\nu_0, \kappa_0, \eta_0) (1 - al^2) F_l^2, & l > l_0, \end{cases} \quad (21)$$

などの次数依存性を仮定するもので、波数  $l$  が大きくなると拡散係数はどんどん大きくなり、結果として波長の短い磁場や速度は強制的に減衰させられてしまう。Fig. 1 によれば GR95 と GR96 は他のモデルに比べてエクマン数が際だって小さいが、これらのモデルでは強い超粘性を仮定しており、そのことは比較の際に十分考慮する必要がある。以下においては、KS95、ベンチマーク、

SK99、GR96 の各モデルに注目してダイナモ作用について考察する。このうち KS95 とベンチマークモデルは、回転が遅くエネルギーも低い場合の例、SK99 は回転速度が中ぐらいでエネルギーもやや高めのモデルの例、GR96 は回転が早くエネルギーも大きいモデルの例であるが、GR96 については上に述べた超粘性の影響も考える必要がある。

### 3.2 球殻内の対流

Fig. 2 は KS95 モデルにおける対流渦の様子を示したものである。ここでは、回転軸とはほぼ平行に合計 12 本の渦ができており、これらは一つおきに右回りまたは左回り回転をしている。気象学との類似で、これらの渦は高気圧（北極の方から見て時計回り）と低気圧（反時計回り）に分類することができる。このように回転軸と平行に内核を取り囲むように対流渦が並ぶのはほぼすべてのモデルで認められている（これを Kono and Roberts は cartridge belt type convection と呼んだ）。GR95、

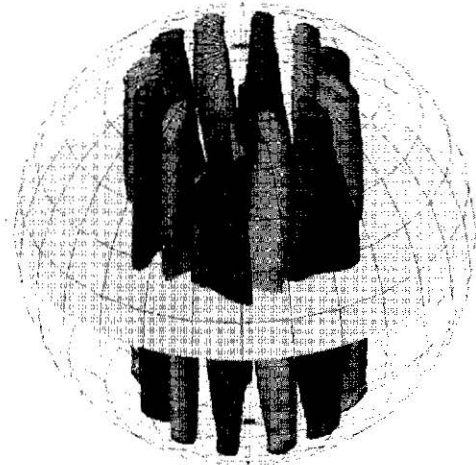


Fig. 2. Typical shape of convection cells aligned parallel to the rotational axis, visualized by the isosurfaces of the  $z$ -component of vorticity  $W$ . The light gray ( $W_z > 0$ ) and dark gray ( $W_z < 0$ ) surfaces indicate cyclonic and anticyclonic convection cells. Reproduced from Kageyama and Sato (1997c).

GR96 の 2 つのモデルではこれと全く異なり、運動は内核に赤道で接するいわゆる tangent cylinder 内にはほぼ集中し、特に南極付近で激しく起きている。

球殻内の対流の性質を理解するためには、流体運動の様子を気象学からの知識と対比して考えるとわかりやすい。地上の天気を支配する高気圧と低気圧はそれぞれ下降流または上昇流を伴っている。これは、地表では高気圧側から低気圧側へ向かって風が吹くが、連続方程式を満たすためには高気圧では上空からの空気を運んでくる必要がある。逆に低気圧では吹きこんでくる流れを上空に運ばなければならないからである。地表付近で高気圧から外へ向かって吹き出す流れはコリオリ力の影響で北半球では上から見て時計回りの回転をし、一方低気圧に吹き込む流れは同じ理由で反時計回りの回転をする。つまり高気圧も低気圧も北半球では右ネジ方向のらせん運動をしているわけである。

コア中の高気圧と低気圧でも地表の場合と同じことが起こっている。高気圧から吹き出す流れ（低気圧に吹き込む流れ）は、北半球では時計回り（反時計回り）に回転する。異なるのは、地表では空が上にあるのに対し、コアの中では溶けた鉄の「海」が下に広がっていることである。つまり、地表とコア中の渦は、境界面に対して鏡像の関係にあり、地表の上昇流、下降流はそれぞれコア内では高緯度側から赤道面へとその逆向きの流れに

なる。したがって、コア中の高気圧と低気圧は北半球ではいずれも左ネジ、南半球ではいずれも右ネジのらせん運動をしているのである (Fig. 6 参照)。

さて、このような対流のもとで磁場はどのように作られているのだろうか。ダイナモ作用については、よく stretch, twist, and fold (STF) ということがいわれる。これは例えば輪ゴムを磁力線に見立てて、まず全体を引き延ばし (stretch)、ついで中央で一回ひねって (twist) から重ねる (fold) ことによって、輪を二重にできることを考えるとよい。このときひねりを加えないと、磁力線の方向が逆になり、互いに打ち消しあってしまう。磁力線を引き延ばすのはまた磁気エネルギーを増す（あるいは集中させる）プロセスでもある。以前のキネマティック・ダイナモの研究から、STF プロセスを起こすのにヘリシティという量が大事であることが知られていた。ヘリシティ ( $H = \mathbf{V} \cdot \mathbf{r} \times \mathbf{V}$ ) とは右ネジ ( $H > 0$ ) または左ネジ ( $H < 0$ ) 運動のことと見てよい。上に見たように同軸球殻内の運動はまさにこのような性質を持っている。以下で実際にこのような速度場がダイナモ作用を実現していることを示す。

### 3.3 磁力線の集中

Fig. 3 はベンチマークおよび SK99 モデルについてコア表面（実際は表面では速度がゼロなので  $0.98R_c$  の球殻内）における渦度と磁場の動径的成分の分布を示したものである。一方、Fig. 4 はおなじ量の鉛直成分の赤道面での分布を示す。渦度が正は北から見て反時計回りの回転をする渦（つまり低気圧）、負は時計回りの渦（高気圧）を表す。ベンチマークモデルでは対流渦は完全な対称性をもつ 4 対であり、時間とともに西に動くが渦の形は変わらない。SK99 モデルでは、渦は定常的ではなく激しく時間変化し、短い時間で生成消滅を繰り返すために、KS95 やベンチマークモデルに見られるようなきれいな対称性は存在しない。

Fig. 3 で左右の図を比較すると、どちらのモデルでも低気圧内に強い磁場が集中していることがわかる。これはコア表面での流れが高気圧から発散し低気圧に収束することを考えれば理解できる。つまり磁束は低気圧に向かってはさませられているのである。一方、赤道面では Fig. 4 に示すように磁束を集めているのは高気圧である。これは、低気圧の対流渦がどちらの半球でも高緯度側から赤道面に向かう速度成分をもつため、南半球からの流れが赤道面付近でぶつかり合うことになり、その結果外向きの流れができて磁束を吐き出してしまっているからである。高気圧ではちょうどこの逆で周囲から流れを吸い込むので、赤道面近くで磁束を集めることができる。このように、対流渦がコア表面や赤道近くで流れによ

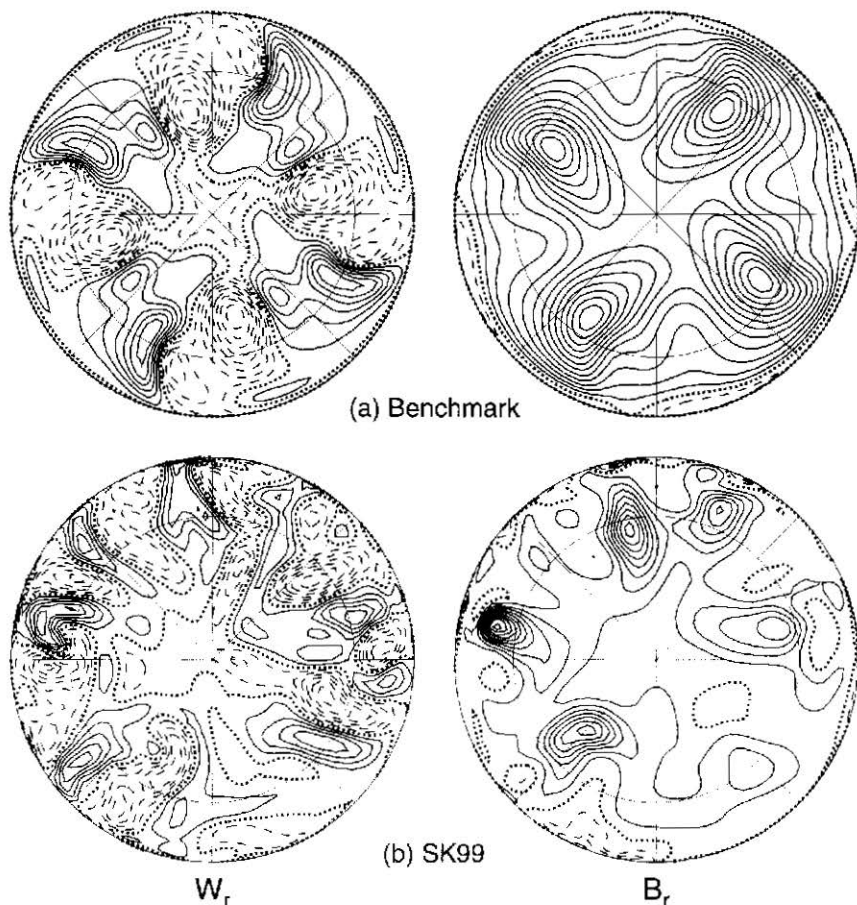


Fig. 3. Snapshots of the radial components of the vorticity ( $W_r$ ) at  $r=0.98R_0$  and the magnetic field ( $B_r$ ) at the CMB for (a) the benchmark and (b) SK99 models. The continuous (dashed) lines indicate outward (inward) fields. The magnetic flux is concentrated in the cyclones ( $W_r > 0$ ) in both models. Orthogonal projection centered at the north pole. After Kono and Roberts (2002).

で磁束を集めることが磁場エネルギーの増大につながる。これは上にあげた「磁気エネルギーの果汁」にあたるダイナモ作用の重要な要素である。

### 3.4 トロイダルおよびポロイダル磁場の生成

KS95 や SK99 モデルの場合、対流セルのあたりで経度方向に西向き平均流が存在する (Fig. 5)。これが子午面内にあるポロイダル磁場を変形しトロイダル磁場を作ると考えられる。これも上にあげた stretch and twist にあたり以前から  $\omega$  効果の名前で知られていた現象である。これらのモデルのようにポロイダル磁場が北向きの場合、このトロイダル磁場は北半球で東向き、南半球で西向きである (Fig. 5)。 $\omega$  効果自体は比較的容易に実現されると考えられていたのであまり問題がない。問題は、いかにしてトロイダル磁場からポロイダル磁場を

再生するかである。

トロイダル磁場からポロイダル磁場が再生する仕組みの説明として、ここでは Kageyama and Sato (1997c) のものを見よう。Fig. 6(a) に示すように、1 のトロイダル磁場は高気圧と低気圧の間の「谷間」に引き込まれ 2 のように変形される。対流流は渦の軸方向の速度成分ももっている。磁力線はさらに 3 のように南北にも引き延ばされる。Fig. 6(b) のように両半球の磁力線を考えると、南北に引き延ばされた部分は a のあたりで非常に接近し、結局磁力線のつなぎかえ (reconnection) が起こる。これは元のポロイダル磁場を再生したことに相当し、明らかに STF の全過程が起こっている。

これは以前から考えられていた  $\alpha$  効果そのものともいってよい。SK99 でも磁場を作る仕組みはほぼ同じで

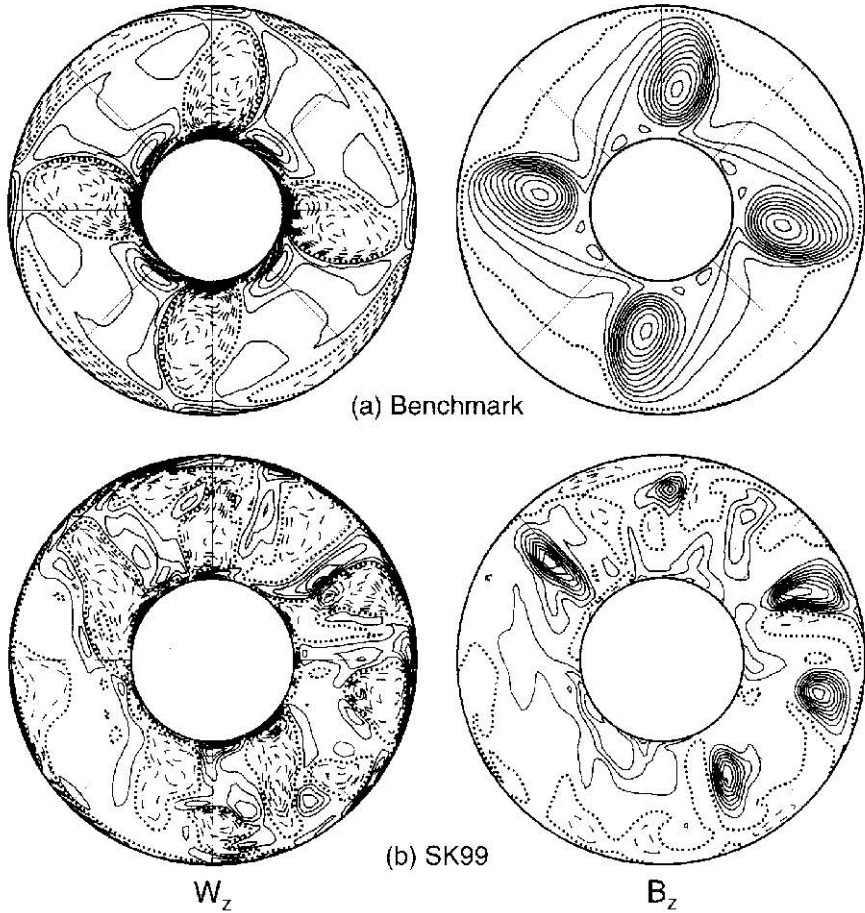


Fig. 4. Snapshots of the axial components of the vorticity ( $W_z$ ) and the magnetic field ( $B_z$ ) in the equatorial plane, for (a) the benchmark and (b) SK99 models. The continuous (dashed) lines indicate upward (downward) fields, and dotted line shows the zero contour. The magnetic flux concentrates in the anticyclones ( $W_z < 0$ ) in both models. After Kono and Roberts (2002).

あると考えられる。したがって、これらのモデルはいわゆる  $\alpha\omega$  ダイナモに相当する。もっとも Olson *et al.* (1999) は彼らのモデルについて、ポロイダル磁場からトロイダル磁場を作るのも  $\alpha$  効果が重要なので  $\alpha^2$  ダイナモだと主張している。それぞれの効果の重要性はモデルによって異なっているかも知れない。

### 3.5 GR96 モデルにおける磁場の生成

先に述べたように、GR95 および GR96 モデルはほかのものと非常に異なっている。Fig. 7 は Fig. 5 と同じように経度方向の平均を示したものであるが、ほぼすべての活動がいわゆる tangent cylinder 内に集中していることが大きな特徴である（子午面循環は外にも広がっているように見えるが、強度を比べるとやはり内部の方が圧倒的に大きい）。図には磁場の分布が示していないが、こ

れも同様に極付近に集中している。

Glatzmaier and Roberts (1997) によれば、これらの特徴は次のようにして説明ができる (Fig. 8)。回転軸に平行な対流流の卓越する流体では、赤道方向へは熱が効率よく運ばれるが、極の方向へはほとんど運ばれない。しかしレーリー数の大きくなったがってエネルギーの高いシステムでは、赤道方向の熱輸送だけでは不十分であり、その結果これまで運動がほとんどなかった向極付近に強い上昇流が発生する。ところで、回転の強い系ではテイラー・ブラッドマンの定理によって、回転軸に直交する方向の運動が大きく阻害されるので、結局下降流も比較的高緯度のところに起きる。この循環はコリオリ力の影響で下面（内核付近）では東向き、上面（コア・マントル境界）では西向きで、いわゆる地衡風が吹いて



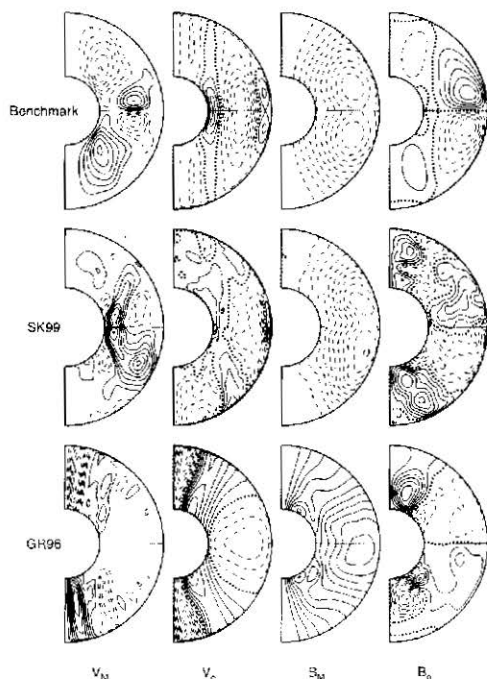


Fig. 5. Snapshots of azimuthal averages of meridional and azimuthal components of velocity ( $V_M$ ,  $V_\phi$ ) and magnetic field ( $B_M$ ,  $B_\phi$ ) for the benchmark (top row), SK99 (middle row), and GR96 (bottom row) models. The positive (negative) contours indicate counterclockwise (clockwise) meridional field lines ( $V_M$  and  $B_M$ ), and eastward (westward) azimuthal fields ( $V_\phi$  and  $B_\phi$ ). After Kono and Roberts (2002).

いることに相当する。この流れは非常に強く熱も十分運ぶために、tangent cylinder より外にはほとんど運動がなくなる。その結果、磁場も極付近で非常に強く、低緯度域ではあまり発達していない。

このように、回転が早く、エネルギーの供給量も大きい GR95, GR96 モデルには他のモデルと際違った違いがある。パラメータからいえば、これらのモデルが現在までに発表されたうちでは地球のものにもっとも近いので、現実の地球のダイナモをよく示していると考えたいところである。しかし超粘性の使用のために問題はそう簡単ではない。実際、これらのモデルでは SK99 などと比較して、運動・磁場ともに短波長の成分が極端に少ない。したがって、これらの特性はむしろ超粘性の効果と考えるべきだとの主張もあり、いまだに決着がついていない。

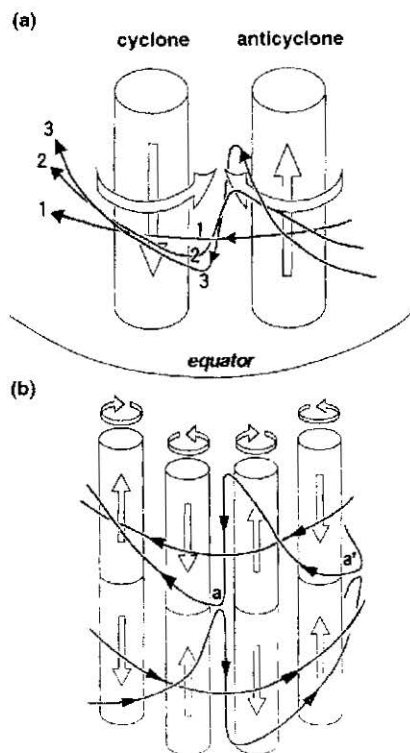


Fig. 6. The dynamo mechanism as explained by Kageyama and Sato (1997c). (a) Cyclonic and anticyclonic convection cells form a pair, and are associated with counterclockwise or clockwise rotation (as seen from North Pole, shown by large curved arrows) as well as equatorward or poleward flow (large straight arrows). The toroidal magnetic field lines are deformed as  $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3$ . (b) Deformed field lines in two hemispheres reconnect near a and form the poloidal field.

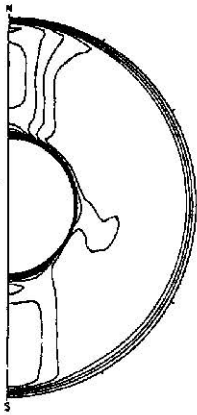
#### §4. 惑星の磁場

惑星の磁場に興味があるのは主に次の4つの理由による。

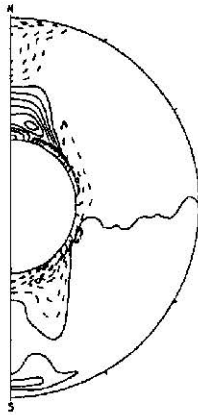
- (1) 惑星に大規模磁場が存在する場合、他の方法ではわからない深部の情報が得られる。
- (2) 惑星の表面の岩石が残留磁化をもつなら、それから過去の大規模磁場の様子やテクニクスを推定できる可能性がある。
- (3) 誘導磁場があれば、その振幅と位相から天体内部の電気伝導度構造が推定できる。
- (4) ダイナモ作用は非線形の複雑な現象であり、それ自体の物理を解明することは重要である。



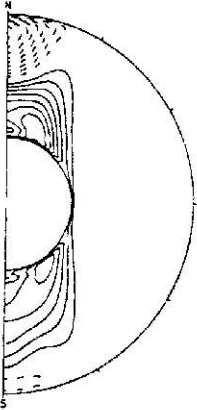
## Temperature



## Helicity



## Differential Rotation



## Meridional Circulation

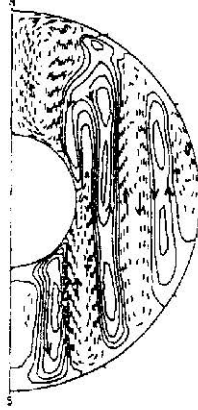


Fig. 7. A snapshot of the longitudinally averaged temperature perturbation, helicity, differential rotation, and meridional circulation in the GR95 model. Note the strongly concentrated activity within the tangent cylinder. Reproduced from Glatzmaier and Roberts (1995a).

## 4.1 惑星の性質

惑星はその主な成分によって大きく分類できる。衛星であってもある程度以上大きければ（およそ半径 1,000 km 以上）惑星と同じプロセスに支配されるので、惑星と衛星の区別は本質的ではなく、ここではまとめて扱う。

**地球型惑星**（水星、金星、地球、月、火星、イカ）は主に高温で凝縮する物質（鉄とマグネシウムのシリケートや酸化物、および金属鉄）からなる。鉄合金はシリケートと比較して密度が大きく触点が低いので、一般に鉄

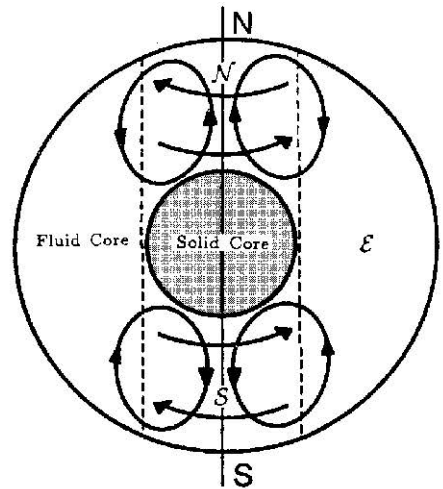


Fig. 8. A sketch of the flow pattern in the GR models. The meridional circulations near north and south poles carry heat from the ICB to the CMB, which induce a strong zonal thermal wind in the directions indicated because of the rotation. The dashed line shows the tangent cylinder. Reproduced from Glatzmaier and Roberts (1997).

に富んだコアを形成する。これらのコアは、そこに含まれる微量成分によって触点がマントルの触点以下に下げられるために、45 億年たっても部分的には溶けた状態にある。気体の巨大惑星（木星、土星）の主成分は水素である。これらも地球などと同様な岩石質のコアをもつが、それらは惑星の磁場とはほとんど関係がない。氷の巨大惑星（天王星、海王星）は水素に富んだ外縁をもつが、主成分はおそらく直径の 80% ぐらいまで  $\text{H}_2\text{O}$ 、 $\text{CH}_4$  および  $\text{NH}_3$  である。これらの巨大惑星では高圧下で水素やヘリウムが金属化しており、この層内でダイナモ作用が起こっている。大きな氷衛星と氷惑星（ガニメデ、カリスト、タイタン、トリトン冥王星；ユーロパは特別な例）は主に  $\text{H}_2\text{O}$  の氷と岩石の両方をもつ。これは、地球と同様にシリケートと鉄を主とするコアに分化しその上に氷がのっていることもあるし、カリストのように氷と岩石が部分的に混ざっている場合もある。ユーロパは氷に富む層が比較的小さいが、大部分液体であるという点で特別である。

これらの惑星などで形成以来 45 億年がたった現在でもダイナモ作用が見られるのは、対流を起こし電流を流すというダイナモ生成に必要な条件を維持する仕組みがあるからである。すなわち、惑星の大きなサイズによる強い重力と熱（つまりエネルギー）の発散しにくさが重

Table 2. Observed Planetary Magnetic Fields

Planet (satellite)	Observed surface field (in T, approximate)	Comments and interpretation
Mercury	$2 \times 10^{-7}$	Not well characterized or understood
Venus	$< 10^{-8}$ (global)	No dynamo, small remanence No useful constraint on local fields
Earth	$5 \times 10^{-5}$	Core dynamo
Moon	Patchy ( $10^{-9}$ – $10^{-7}$ )	Ancient dynamo? Impact generated? No global field
Mars	Patchy ( $10^{-9}$ – $10^{-7}$ )	Ancient dynamo Locally strong remanent magnetic lineation
Jupiter	$4.2 \times 10^{-4}$	Dynamo (extends to near surface)
Io	$< 10^{-6}$ ?	Complex (deeply imbedded in Jovian field)
Europa	$10^{-7}$	Induction response (salty water ocean)
Ganymede	$2 \times 10^{-6}$	Dynamo likely
Callisto	$4 \times 10^{-6}$	Induction response (salty water ocean)
Saturn	$2 \times 10^{-6}$	Dynamo (deep down)
Titan	$< 10^{-7}$	Need more data
Uranus	$2 \times 10^{-5}$	Dynamo (uncertain depth)
Neptune	$2 \times 10^{-5}$	Dynamo (uncertain depth)

要な鍵を握っている。強い重力によって惑星内部は高温になり、その高温下で普通には電気伝導度の低い物質（例えば氷や水）が高い電気伝導度を持つ状態に相変化する。また巨大惑星では内部の熱の発散が十分でないために、生成時の熱だけでも十分流体性が保たれ対流が起こりうる。地球型惑星では、生成時の熱とその後の放射性元素による発熱分が熱源としてあり、これらにより内部の温度が十分高く保たれることが金属コアの流体性を保証している。

## 1.2 観測された惑星磁場

シンクロトロン放射により強い電波を出す木星を除いて、惑星の磁場は最初から探査機によって直接観測された。観測には周囲機によるものと flyby によるものがあるが、もちろん前者の方が良いデータを与える。Table 2 にこれらの観測結果をまとめた (Russell, 1993; Connerney, 1993; Showman and Malhotra, 1999; Acuna *et al.*, 2001)。巨大惑星の磁気圏中にある衛星の磁場については外部磁場の効果を差し引いてある。表には示していないが、木星や地球では双極子の傾きは  $10^\circ$  程度、土星ではほとんど  $0^\circ$  である。これらの惑星ではコア表面まで内挿しても双極子が卓越している。一方天王星と海王星では双極子と四極子は同程度の大きさであり、また双極子の傾きは  $40^\circ$ – $60^\circ$  と大きい。

## 4.3 熱対流が起こる条件

磁場のふるまいは誘導方程式 (5) によって支配される。(5) は運動がない場合には拡散方程式となり、磁場は時定数  $\tau \sim L^2/\pi^2\eta$  で減衰する ( $L$  は系の特徴的な長さ)。したがって、磁場を保持するためには (5) 式の右辺第一

項が第二項に比べて十分大きいことが必要である。この二項の比 ( $R_m = VL/\eta$ ,  $V$  は速度の典型的な大きさを磁気レイノルズ数といい、流体運動による望ましい性質をもち、かつ  $R_m$  の値が 10 または 100 程度より大きいことがダイナモ成立の条件となる。実はこの「望ましい性質」とはヘリシティがかなりの範囲で同じ符号をもつことで、前に見たように回転球殻内の対流はその性質をもちている。したがって、対流の速度がある程度より大きければ、ダイナモは発生すると考えてよい。

まず簡単のために、対流が惑星の冷却のみによって駆動されているものとして対流発生を考える。相変化（固化や重力分離）は無視することにする。コアが一樣に冷却すると仮定すると、冷却に伴う半径  $r$  の球面殻での熱流量は、

$$F_{\text{total}} = -\rho C_p r (dT/dt) / 3 \quad (22)$$

ここで  $t$  は時間、 $C_p$  は比熱である。流体コア中では粘性は極めて小さいので、全熱流量が断熱温度勾配によるものをとれば対流が発生するとしてよい近似になる。すなわち、

$$F_{\text{total}} \sim F_{\text{cond, ad}} \sim k \alpha T_R (r/R_0) C_p \quad (23)$$

ここで  $k$  は熱伝導率で熱拡散率と  $\kappa = k/\rho C_p$  の関係がある。また  $g(r/R_0)$  は  $r$  における重力である。このように  $F_{\text{total}}$  と  $F_{\text{cond, ad}}$  はいずれも  $r$  に比例しているため、熱対流の発生条件は惑星の大きさや対流の起こる深さによらない。これから対流発生に必要な冷却速度を見積もることができるが、その値は地球のコアでは 100 K/Ga 程度、それより小さい地球型惑星（例えばガニメデ）では 300–400 K/Ga 程度である。地球の場合、この冷却速度

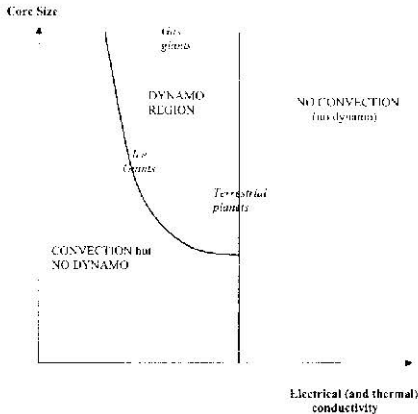


Fig. 9. A schematic diagram showing the dependence of dynamo operating region on planet size and electrical conductivity. At sufficiently low conductivity, there is a size dependent cut-off based on the need to exceed a critical magnetic Reynolds number. There is also an approximately size-independent criterion for the existence of convection (vertical line). It is likely that terrestrial planets lie near the right hand dynamo boundary, ice giants lie near the left hand boundary and gas giants are comfortably removed from either boundary. A more complicated but similar diagram will apply if there is compositional convection or latent heat release from a inner core. After Stevenson (2003).

はコア表面での熱流量約  $20 \text{ mW/m}^2$  に相当する。

固体物理のウィーデマン・フランツ法則

$$k/\sigma T = 2.45 \times 10^{-8} \quad \text{W/SK}^2 \quad (24)$$

は熱と電荷の輸送の双方で電子の寄与が卓越する金属に大変よく当てはまる。これと前の式を組み合わせると、熱対流が起こるためには電気伝導度上限があることがわかる。地球のコアの場合、実際の電気伝導度はこの上限に近いので、地球型惑星では電気伝導度が高すぎるとダイナモが起こらなくなってしまうともいえる。これはヘラトックスのように聞こえるかもしれないが、実際はコアでの熱伝導率が高く、熱輸送は伝導で効率よく行われるために対流の寄与はそれほど大きくない（ヌセルト数が小さい）ことを意味しているにすぎない。実際、地球のコア内の温度勾配は断熱温度勾配とほぼ一致し、ずれは高々  $10^{-3} \text{ K}$  程度にすぎないと見積もられている。巨大惑星や氷惑星では、熱輸送を金属電子モデルで表すのは適当でない。断熱温度勾配を流れる熱流量は違う方法で見積もられ、それによるとこの熱流量は全熱流量よ

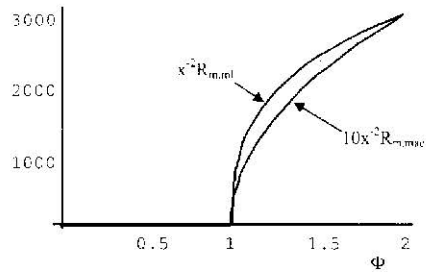


Fig. 10. Variation of magnetic Reynolds number with heat flow. The horizontal coordinate  $\Phi$  is the total heat flux in units of  $F_{\text{cond,ad}}$ . Purely thermal convection is assumed and requires  $\Phi > 1$ . The vertical axis is the value of the functions labeling the curves.  $R_{\text{m,mix}}$  is the magnetic Reynolds number for mixing length theory and  $R_{\text{m,mc}}$  is the estimate for the magnetostrophic regime (see text).  $x$  is the core radius in units of Earth's core. Note that  $R_{\text{m,mc}}$  is typically smaller by an order of magnitude. This plot shows that  $R_m$  may rise rapidly once the criterion for convection is satisfied, so that the criterion for a dynamo may not differ greatly from the criterion for convection, at least for  $x \sim 1$ . A similar diagram applies for compositional convection but  $\Phi$  is then related to the buoyancy flux and the critical heat flow is different. After Stevenson (2003).

りはるかに小さいと考えられるのでダイナモがにまってしまうことはない。以上の関係は Fig. 9 に示されている。

#### 4.1 ダイナモの生成条件

次に、電流が十分強くなってダイナモが作動する条件を考える。対流速度の見積もりの一つは混合距離理論によるもので (e.g., Clayton, 1968; Stevenson, 1987),

$$V_{\text{mix}} \sim 0.3 (l F_{\text{conv}} / \rho \eta H_T)^{1/2} \quad (25)$$

ここで  $V_{\text{mix}}$  は予想される速度、 $l$  は混合距離（ほぼコアの大きさ）、 $F_{\text{conv}} = F_{\text{total}} - F_{\text{total,ad}}$ 、 $H_T$  は温度のスケールハイトでコアの半径よりそれほど大きくなることはない。別の見積もりで、ダイナモが作動して、場合により適切と思われるのは、浮力、コリオリ力、ローレンツ力がほぼ同程度とするものである (e.g., Jones, 2000; Stevenson, 1987)。この磁気地衡流近似では、

$$V_{\text{mac}} \sim (F_{\text{conv}} / \rho \Omega H_T)^{1/2} \quad (26)$$

であり、この値は  $V_{\text{mix}}$  より一桁程度小さい。この見積もりでは回転の遅い方が速度を大きくするので有利であることがわかる。今、地球のコア半径を単位としてコアのサイズを測ることにし、その数値が  $x$  であるとする、

$l \propto x$ ,  $F_{\text{cond, ad}} \propto x$ ,  $H_T \propto x^{-1}$  であるから  $R_{\text{m, ad}} = (V_{\text{ad}} l / \eta) \propto x^2 (\phi - 1)^{1/3}$  および  $R_{\text{m, mac}} = (V_{\text{mac}} l / \eta) \propto x^2 (\phi - 1)^{1/2}$  となる。ここで  $\phi = F_{\text{total}} / F_{\text{cond, ad}}$  である。この関係を地球のパラメータに対し Fig. 10 に示した。大きな  $R_{\text{m}}$  を得るために必要な  $F_{\text{conv}}$  の値は  $F_{\text{cond, ad}}$  に比べると十分小さいことがわかる。このことから、少なくとも地球型惑星については、ダイナモに対する必要条件は対流発生の条件とほぼ同じであると結論できる。

ダイナモが作用しているとき、その作用の起こっている場所ではコリオリ力とローレンツ力がほぼ釣り合い、その結果エルザッサー数  $A = \delta B^2 / 2\rho\Omega$  が  $O(1)$  になる程度と考えられる (e.g., Kono and Roberts, 2002)。これから  $B \sim (2\rho\Omega/\delta)^{1/2}$  となるが、Table 3 を見ると、この関係は厳密な意味では成り立っていない。しかし、条件が少し特殊かもしれない大王星をのぞいて、エルザッサー数がほぼ一定というのは何か意味があるのであろう。特に、ダイナモ領域の内部ではその上部でより磁場は数倍程度大きいだろうことを考慮するとこの一致はさらによくなる。天王星と海王星はこの例外かもしれないが、これらのダイナモは双極子型でないこともあり、内部の磁場を見積もることは難しい。

### 1.5 惑星磁場各論

以上の考察に基づき、これまで観測された惑星の磁場の場についてまとめてみよう。

水星は液体のコアをもち、現在も対流が起りダイナモが維持されているかもしれない。しかし観測された磁場は、 $A > 1$  の予想より 1 桁以上強いのが謎である。この説明としては残留磁化を含むさまざまなものがあるが、ダイナモであるなら外部磁場より内部磁場（例えばトロイダル磁場）がはるかに大きい。あるいは何らかの理由でそのレベルに達しないダイナモが考えられよう。将来の探査によって、磁場の構造をさらに調べることで、どの可能性が正しいか判断できよう。

金星はおそらく外核はもっているが現在ダイナモはない。回転が遅いことはダイナモにとっては都合が悪いので、金星が自転速度以外で地球と同じ性質を持つならダイナモを駆動するのに何の困難もないはずである。もっともらしい考え方は、金星のコアが対流していないというものである。その原因は金星に内核がないか、現在コアは冷却していないかである。プレートテクトニクスによって効率的に熱が運ばれる地球と比べて、金星ではマントル対流が stagnant lid 型であるために、同圧力での内部温度が地球より高いとすれば、内核が存在しない可能性がある。

地球についてもまだ十分理解できていないと言え難い。内核の成長が対流とダイナモを維持するために不可欠であったとする考えが広くいわれている (Loper, 1978)。その場合、Labrosse *et al.* (1997) などが示すように内核が 10–20 億年しか存在しなかったとすれば、それより前の時代には別のエネルギー源が必要かもしれない。しかし、地球の歴史（少なくとも 35 億年）を通じて磁場が維持され続けていたことについては古地磁気学から強い証拠があり、またシミュレーションでも Sakuraba and Kono (1999) のように内核のある場合とない場合でそれはどダイナモ作用に違いがないモデルも報告されていることは指摘しておくべきであろう。

月はおそらく部分的には溶けているコアをもっているであろう (Stevenson, 1983)。月には衝突のインパクトに伴って獲得されたと思われるパッチ状の強い磁化が存在する。インパクトより前の磁場がダイナモプロセスで作られるような全球的なものであったかどうかはわからない。ダイナモがあったとしても、それは潮汐力によって核内を機械的に攪拌するという仕組みのものであったかもしれない。

火星はおそらく 40 億年より前はダイナモを保持していた (Acuna *et al.*, 2001; Stevenson, 2001)。このかつて

Table 3. Operating Conditions for Representative Dynamos

Quantity	Unit	Earth	Ganymede	Jupiter	Uranus
Rotation rate, $\Omega$	$\text{S}^{-1}$	$7 \times 10^{-5}$	$1 \times 10^{-5}$	$2 \times 10^{-4}$	$1.4 \times 10^{-4}$
Density, $\rho$	$\text{kg m}^{-3}$	$1.1 \times 10^4$	$6 \times 10^3$	$1 \times 10^3$	$1 \times 10^3$
Size of dynamo region	m	$3 \times 10^6$	$7 \times 10^5$	$3 \times 10^7$	$\sim 1 \times 10^7$
Temperature scale height, $H_T$	m	$1 \times 10^7$	$4 \times 10^5$	$1 \times 10^6$	$1 \times 10^7$
Conductive heat flow along adiabat	$\text{W m}^{-2}$	$1.5 \times 10^{-2}$	$1 \times 10^{-5}$	$< 10^{-1}$	$< 10^{-2}$
Nominal convective heat flow	$\text{W m}^{-2}$	$1 \times 10^{-2}$	$1 \times 10^{-2}$	3	$\sim 1 \times 10^{-1}$
Electrical conductivity, $\delta$	$\text{S m}^{-1}$	$2 \times 10^6$	$1 \times 10^6$	$1 \times 10^5$	$5 \times 10^4$
Surface field strength (Earth=1)		1	0.04	8	0.4
$R_{\text{m}}$ based on $V_{\text{ad}}$	—	$3 \times 10^2$	70	$3 \times 10^3$	700
$R_{\text{m}}$ based on $V_{\text{mac}}$	—	50	5	400	25
Elsasser number $A$ at top of dynamo	—	0.1	0.1	0.25	$\sim 0.001$

存在し後に死んだダイナモの説明として一番もっともらしいのは (1) コアの冷却により熱伝導のみで十分なレベル以下に温度が下がった、というものだが、そのほかに、(2) 火星の対流の様式が stagnant lid 型に変化した、(3) 火星のコアは十分冷却が進み流体層はダイナモを保持できないほど薄くなった、などの考えがある。

**木星**のダイナモ作用は半径の 80–85% の領域に広がっていると思われる。こう考えれば磁場の構造と強度が説明できる。

**イオ**については、磁場が存在することは惑星探査機で確認されているが、ダイナモ作用が起こっていると思わせる証拠はなく、また単純な誘導磁場とも思われない。イオには金属コアはあるだろうが、マントルが絶えず潮汐によって熱せられているならば長期にわたって冷えているとは考えられない。

**エウロパ**の磁場は明らかに誘導起源である。この誘導磁場は、もしエウロパに 10 km を超える海があり、その電気伝導度が地球の海と同程度であるなら説明可能である。

**ガニメデ**は明らかに双極子性を示す (Kivelson *et al.*, 1988)。残留磁化による説明は可能ない。一方、イオ、エウロパ、ガニメデには Fe-S コアが間接的である。また、木星の磁場の最も深い層は磁気圏である。この層は、木星の磁気圏と太陽風との対流が維持されている。磁気圏の深さは木星の半径の約 10 倍である。ガニメデの磁場の深さは約 10 km である。ガニメデの磁場の深さは約 10 km である。ガニメデの磁場の深さは約 10 km である。

**カリスト**には明らかに誘導磁場であり、水の氷の層の下 150–200 km に塩を含む海があれば説明できる。この海は放射熱のみで維持できる。

**土星**は木星と同様なダイナモをもつが、ダイナモの起こっている場所はおそらく木星の場合より深いところにあるだろう。ダイナモ領域の上に厚い層があることが、非双極子成分が極端に小さいことを説明しよう。

**タイタン**には誘導磁場を作る水の海があるかもしれない。これはカッシーニ探査機で検出が期待される。しかし土星の双極子に傾きがないために磁場の時間変化が小さく、木星の場合（エウロパ、カリスト）より観測は相当困難である。

**天王星と海王星**は構造、磁場の強度と形がよく似ている。高圧下の水によって必要な電気伝導度がえられそうだが、観測されている磁場強度が期待されるよりかなり小さい点に問題が残る (Table 2)。これらの惑星では流体領域がかなり深いかもしれない。四極子型ダイナモの可能性もある。

**トリトン**と**冥王星**は水・アンモニアの海をもち、したがってもし時間変化する外部磁場にさらされるなら磁気

誘導を示す可能性がある。

## 8.5. 議論および結論

ダイナモモデルのシミュレーションは、計算機の能力の大幅な増大と、これまでに築きあげられた理論的な成果を十分として、最近の数年间に驚異的な発展を遂げている。すでに、3次元かつ非線形モデルについて十分に長い時間のふるまいを調べることが、多くの研究者によって日常的に推進されている。ただ、モデルに用いられているパラメータは地球のコアにふさわしい値からは大きくかけ離れている。特に、非常に小さなエタマン数のために境界層の厚さは極端に薄くなり（地球のコアの場合、 $< 1$  m）、今後計算機の能力が数桁増える程度では、現実的なパラメータについての計算が実現する見込みはほとんどない。しかし現在までのシミュレーションの結果からもダイナモの基本的な重要な性質が明らかになっている点もあると思われる。どのようにしてダイナモ作用によって磁場が作られるかについてこの論文で詳しく論じたが、このプロセスは短い時間のダイナモではほとんど考えられる。今後、パラメータの交換可能な範囲でのシミュレーションと数値計算の両面から明らかになれば、地球型ダイナモについては理解は可能になるだろう。

ここではこれまで発展されたモデルと地球磁場の観測データとの比較に注目を向け、幾何学が進行している (Kono *et al.*, 2000; Kono *et al.*, 2000)。例えば西方移動などの地磁気年変化やカウス係数の統計的性質など、地球磁場にとって重要な性質とされる観測事実を、いくつかのダイナモモデルでも実現しているように思われる。また双極子の逆転については、古地磁気的な観測をはるかに超えるレベルで、モデルのふるまいが詳細に検討されている場合もある (Coe *et al.*, 2000)。紙面の都合で、このような研究はここでは取り上げなかった。詳しくは Kono and Roberts (2002) を参照願いたい。

さて、こうしたいわば専門的な見地からすると現在のダイナモシミュレーションはまだ極めて不十分なものであるが、地球や惑星の全体像を考える上で磁場のデータがどのような意義をもち、意味づけが期待されるかを考えてよい。これまでの研究結果から、自転する球や球核内の流体運動の様式がよく理解され、それが強いヘリシティをもつ運動でダイナモ生成によってかなり都合がよいものであることが明らかになった。そうすると、地球や惑星の磁場の発生に付随して困難はないと思われる。こうした考えを展開し、地球以外の惑星などに適用したのが前節までの議論である。以上の議論から、ダイナモ磁場が現在あるかどうか、あるいは過去の

ダイナモ磁場の痕跡(例えば磁気異常など)が惑星の表面に残っているかなどの情報は、その惑星の内部構造や過去の歴史を考える上で強い制約条件を与えることが理解されよう。

惑星探査が進み、地球以外の惑星や衛星の磁場の様子が次々と明らかになっている。特に木星のガリレオ衛星では極めて変化に富んだ磁場の存在が明らかにされ、地球磁場とはかなり違ったダイナモや磁気誘導効果が太陽系内で起こっていることがわかってきた。このうち、ダイナモ起源の磁場については、地球の場合と同じようなモデルで説明できるはずであり、比較惑星磁気学的な視野も必要になるであろう。いずれにしても、現在は理論、観測とも進歩が極めて早く、これから数年から十年ぐらいでもっと根本的な理解が進む可能性が高い。大変楽しいことである。

## 文 献

- Acuna, M. H., J. E. P. Connerney, P. Wasilewski, *et al.*, 2001, Magnetic field of Mars: Summary of results from the aerobraking and mapping orbits, *J. Geophys. Res.*, **106**, 23, 403-23, 417.
- Bloxham, J., 2000a, The effect of thermal core-mantle interactions and the palaeosecular variation, *Phil. Trans. R. Soc. Lond.*, **A358**, 1171-1179.
- Bloxham, J., 2000b, Sensitivity of the geomagnetic axial dipole to thermal core-mantle interactions, *Nature*, **405**, 63-65.
- Braginsky, S. I., 1964, Kinematic models of the Earth's hydromagnetic dynamo, *Geomagn. Aerom.*, **4**, 732-747, (Engl. Trans. 571-583).
- Bullard, E. C. and H. Gellman, 1954, Homogeneous dynamos and terrestrial magnetism, *Phil. Trans. R. Soc. Lond.*, **247**, 213-278.
- Christensen, U., P. Olson, and G. A. Glatzmaier, 1998, A dynamo model interpretation of geomagnetic field structures, *Geophys. Res. Lett.*, **15**, 1565-1568.
- Christensen, U., P. Olson, and G. A. Glatzmaier, 1999, Numerical modeling of the geodynamo: a systematic parameter study, *Geophys. J. Int.*, **138**, 393-409.
- Christensen, U. R., J. Aubert, P. Cardin, E. Dormy, S. Gibbons, G. A. Glatzmaier, E. Grote, Y. Honkura, C. Jones, M. Kono, M. Matsushima, A. Sakuraba, F. Takahashi, A. Tilgner, J. Wicht, and K. Zhang, 2001, A numerical dynamo benchmark, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **128**, 25-34.
- Clayton, D. D., 1968, *Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis*, McGraw-Hill, 256pp., New York.
- Coc, R. S., L. Hongre, and G. A. Glatzmaier, 2000, An examination of simulated geomagnetic reversals from a palaeomagnetic perspective, *Phil. Trans. R. Soc. Lond.*, **A358**, 1141-1170.
- Connerney, J. E. P., 1993, Magnetic fields of the outer planets, *J. Geophys. Res.*, **98**, 18,659-18,679.
- Glatzmaier, G. A. and P. H. Roberts, 1995a, A three-dimensional convective dynamo solution with rotating and finitely conducting inner core and mantle, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **91**, 63-75.
- Glatzmaier, G. A. and P. H. Roberts, 1995b, A three-dimensional self-consistent computer simulation of a geomagnetic field reversal, *Nature*, **377**, 203-209.
- Glatzmaier, G. A. and P. H. Roberts, 1996a, An anelastic evolutionary geodynamo simulation driven by compositional and thermal convection, *Physica D*, **97**, 81-94.
- Glatzmaier, G. A. and P. H. Roberts, 1996b, Rotation and magnetism of Earth's inner core, *Science*, **274**, 1887-1891.
- Glatzmaier, G. A. and P. H. Roberts, 1997, Simulating the geodynamo, *Contemp. Phys.*, **38**, 269-288.
- Glatzmaier, G. A., R. S. Coe, L. Hongre, and P. H. Roberts, 1999, The role of the Earth's mantle in controlling the frequency of geomagnetic reversals, *Nature*, **401**, 885-890.
- Grote, E., F. H. Busse, and A. Tilgner, 1999, Convection-driven quadrupolar dynamos in rotating spherical shells, *Phys. Rev. E*, **60**, R5025-R5028.
- Grote, E., F. H. Busse, and A. Tilgner, 2000a, Regular and chaotic spherical dynamos, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **117**, 259-272.
- Grote, E., F. H. Busse, and A. Tilgner, 2000b, Effects of hyperdiffusivities on dynamo simulations, *Geophys. Res. Lett.*, **27**, 2001-2004.
- Ishihara, N. and S. Kida, 2000, Axial and equatorial magnetic dipoles generated in a rotating spherical shell, *J. Phys. Soc. Japan*, **69**, 1582-1585.
- Jones, C. A., 2000, Convection-driven geodynamo models, *Phil. Trans. R. Soc. Lond.*, **A358**, 873-897.
- Jones, C. A., A. M. Soward, and A. I. Mussa, 2000, The onset of thermal convection in a rapidly rotating sphere, *J. Fluid Mech.*, **405**, 157-179.
- Kageyama, A., T. Sato, and the Complexity Simulation Group, 1995, Computer simulation of a magnetohydrodynamic dynamo. II, *Phys. Plasmas*, **2**, 1421-1431.
- Kageyama, A. and T. Sato, 1997a, Velocity and magnetic field structures in a magnetohydrodynamic dynamo, *Phys. Plasmas*, **4**, 1569-1571.
- Kageyama, A. and T. Sato, 1997b, Dipole field generation by an MHD dynamo, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **39**, A83-A91.
- Kageyama, A. and T. Sato, 1997c, Generation mechanism of a dipole field by a magnetohydrodynamic dynamo, *Phys. Rev.*, **E55**, 4617-4626.
- Katayama, J. S., M. Matsushima, and Y. Honkura, 1999, Some characteristics of magnetic field behavior in a model of MHD dynamo thermally driven in a rotating spherical shell, *Phys. Earth*

- Planet. Inter., **111**, 141–159.
- Kida, S. and H. Kitauchi, 1998a, Thermally driven MHD dynamo in a rotating spherical shell, *Prog. Theoret. Phys.*, **130**, 121–136.
- Kida, S. and H. Kitauchi, 1998b, Chaotic reversals of dipole moment of thermally driven magnetic field in a rotating spherical shell, *J. Phys. Soc. Japan*, **67**, 2950–2951.
- Kida, S., K. Araki, H. Kitauchi, 1997, Periodic reversals of magnetic field generated by thermal convection in a rotating spherical shell, *J. Phys. Soc. Japan*, **66**, 2194–2201.
- Kitauchi H. and S. Kida, 1998, Intensification of magnetic field by concentrate-and-stretch of magnetic flux lines, *Phys. Fluid.*, **10**, 457–468.
- Kivelson, M. G., J. Warnecke, L. Bennett, *et al.*, 1988, Ganymede's magnetosphere: Magnetometer overview, *J. Geophys. Res.*, **103**, 19,963–19,972.
- Kono, M. and P. H. Roberts, 2002, Recent geodynamo simulations and observations of the geomagnetic field, *Rev. Geophys.*, **40**(1), 1013, Paper 2000RG 00102.
- Kono, M., A. Sakuraba, and M. Ishida, 2000, Dynamo simulation and paleosecular variation models, *Phil. Trans. R. Soc. Lond.*, **358**, 1123–1139.
- Kuang, W. and J. Bloxham, 1997, An Earth-like numerical dynamo model, *Nature*, **389**, 371–374.
- Kuang, W. and J. Bloxham, 1998, Numerical dynamo modeling: Comparison with the Earth's magnetic field, in: *The Core-Mantle Boundary Region*, edited by M. Gurnis, M. Wyssession, E. Knittle, and B. Buffett, *Geodynamics Series*, 197–208.
- Kuang, W. and J. Bloxham, 1999, Numerical modeling of magnetohydrodynamic convection in a rapidly rotating spherical shell: Weak and strong field dynamo action, *J. Comp. Phys.*, **153**, 51–81.
- Kutzner, C. and U. Christensen, 2000, Effects of driving mechanisms in geodynamo models, *Geophys. Res. Lett.*, **27**, 29–32.
- Labrosse, S., J.-P. Poirier, and J.-L. Le Mouél, 1997, On cooling of the Earth's core, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **99**, 1–17.
- Larmor, J., 1919, How could a rotating body such as the Sun become a magnet, *Rep. Brit. Assoc. Adv. Sci.*, 159–160.
- Loper, D. E., 1978, Some thermal consequences of a gravitationally powered dynamo, *J. Geophys. Res.*, **83**, 5961–5970.
- Ochi, M. M., A. Kageyama, and T. Sato, 1999, Dipole and octupole field reversals in a rotating spherical shell: Magnetohydrodynamic dynamo simulation, *Phys. Plasmas*, **6**, 777–787.
- Olson, P., U. Christensen, and G. A. Glatzmaier, 1999, Numerical modeling of the geodynamo: Mechanisms of field generation and equilibration, *J. Geophys. Res.*, **104**, 10,383–10,404.
- Parker, E. N., 1955, Hydromagnetic dynamo models, *Astrophys. J.*, **122**, 239–314.
- Roberts, P. H. and G. A. Glatzmaier, 2000, A test of the frozen-flux approximation using a new geodynamo model, *Phil. Trans. R. Soc. Lond.*, **A358**, 1109–1121.
- Russell, C. T., 1993, Magnetic fields of the terrestrial planets, *J. Geophys. Res.*, **98**, 18,681–18,695.
- Sakuraba, A. and M. Kono, 1999, Effect of the inner core on the numerical solution of the magnetohydrodynamic dynamo, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **111**, 105–121.
- Showman, A. P. and R. Malhotra, 1999, The Galilean satellites, *Science*, **286**, 77–81.
- Steenbeck, M., F. Krause and K.-H. Rädler, 1966, A calculation of the mean electromotive force in an electrically conducting fluid in turbulent motion, under the influence of Coriolis forces, *Z. Naturforsch.*, **A21**, 369–376.
- Stevenson, D. J., 1983, Planetary magnetic fields, *Rep. Prog. Phys.*, **46**, 555–620.
- Stevenson, D. J., 1987, Limits on lateral density and velocity variations in the Earth's outer core, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, **88**, 311–319.
- Stevenson, D. J., 2001, Mars's core and magnetism, *Nature*, **412**, 214–219.
- Stevenson, D. J., 2003, Planetary magnetic fields, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **208**, 1–11.